

ДЗЕРКАЛЬНІ АНТЕНИ

Поле випромінювання дзеркальних антен формується внаслідок відбиття електромагнітних хвиль від рефлектора (дзеркала). Джерелом первинних електромагнітних хвиль є опромінювач, який являє собою слабонапрявлену антену. Найчастіше використовують опромінювачі, що випромінюють хвилі в напрямі дзеркала зі сферичним або циліндричним фазовим фронтом. При цьому розподіл поля у просторі забезпечується вибором форми дзеркала. Іноді для створення антени з ДС спеціальної форми застосовують складні опромінювачі. Тоді поле у просторі розподіляється залежно від геометричних параметрів дзеркала і характеристик опромінювача.

Найпростішою є антена з плоским дзеркалом, що складається з металевого екрана і симетричного вібратора, який розташовується паралельно площині екрана. Виконати наблизений аналіз поля випромінювання та визначити достатньою для багатьох практичних застосувань точністю основні характеристики такої антени можна за допомогою методу дзеркальних зображень.

Складнішою та досконалішою є антена з параболічним дзеркалом, яка має гостронаправлене випромінювання. Параболічні антени дуже різноманітні як за конструкцією дзеркала, так і за конструкцією опромінювачів.

Дзеркальні антени досить широко використовують в діапазонах міліметрових, сантиметрових, дециметрових і метрових хвиль та застосовують у радіолокації, радіонавігації, радіотелекеруванні, радіозв'язку, радіоастрономії тощо. В авіаційному радіообладнанні зустрічаються дзеркальні антени від найпростіших з плоским дзеркалом до найскладніших багатодзеркальних. Широке застосування дзеркальних антен обумовлене їх надійністю, можливістю формування необхідної ДС, широкою смугою пропускання, високим ККД і т.ін.

13.1. Геометричні властивості параболічного дзеркала

Розглянемо основні властивості дзеркала, яке перетворює сферичний фронт хвилі опромінювача в плоский фронт хвилі, відбитої від дзеркала. Вважатимемо, що розміри дзеркала відносно довжини хвилі великі. Така передумова дає змогу при дослідженні властивостей антени використати методи геометричної оптики. На рис. 13.1, *a* зображено профіль дзеркала у прямокутній і полярній системах координат. Початок прямокутної системи координат збігається з точкою O , а центр полярної системи — з точкою F . Джерело первинного поля, яке випромінює сферичні хвилі, розмістимо в точці F . Відбиті від дзеркала промені лише в тому випадку утворюють плоский фронт, коли в будь-якій площині, перпендикулярній до осі z (осі антени), поле відбитої хвилі буде еквіфазним. Очевидно, що для цього

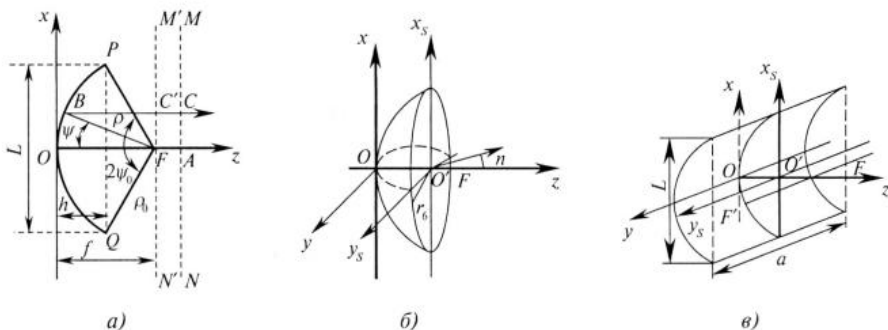


Рис. 13.1

випромінювані джерелом хвилі повинні проходити однакові за довжиною шляхи від фокуса F до дзеркала і від дзеркала до площини, розташованої перпендикулярно до осі z . З цієї умови визначають необхідний профіль дзеркала.

Порівняємо довжину шляху променя, який поширюється вздовж осі z , з довжиною шляху променя FBC , напрямленого до дзеркала під довільним кут ψ . Умову еквіфазності для площини MN в аналітичній формі можна записати як

$$FO + OA = FB + BC.$$

Введемо такі позначення (рис.13.1, а): $FO = f$, $OA = f + FA$; $FB = \rho$; $BC = BC' + CC'$; $BC' = \rho \cos \psi$. Враховуючи, що $FA = CC'$, отримаємо

$$2f = \rho + \rho \cos \psi.$$

З умови еквіфазності знаходимо рівняння профілю дзеркала в полярній системі координат

$$\rho = \frac{2f}{1 + \cos \psi}. \quad (13.1)$$

Формула (13.1) описує параболу. Якщо виключити кут ψ та радіус ρ , виражаючи їх через координати точки профілю x , z в прямокутній системі, то рівняння параболи матиме вигляд

$$x^2 = 4fz. \quad (13.2)$$

Вісь z — це оптична вісь дзеркала. Для побудови дзеркала використовують відрізок параболи, обмежений точками P та Q . Відстань між прямою PQ і віссю x називають глибиною дзеркала. Позначимо глибину дзеркала літерою h . Кут $2\psi_0$ поміж радіусами, проведеними з точки F до точок P і Q , є кутом розкриву дзеркала. При $h > f(2\psi_0 > \pi)$ — дзеркало короткофокусне, при $h < f(2\psi_0 < \pi)$ — довгофокусне.

Усі розміри дзеркала пов'язані між собою. Так, підставляючи в (13.2) $z = h$ і $x = 0,5L$, де L — відстань між точками P та Q , яка характеризує ширину розкриву дзеркала, отримаємо

$$L^2 = 16fh.$$

З рис.13.1, *а* видно, що $L/2 = \rho_0 \sin \psi_0$. Використовуючи величину ρ_0 , визначену через ширину розкриву L і кут розкриву ψ_0 , з формули (13.1) знаходимо фокусну відстань

$$f = \frac{L}{4} \operatorname{ctg} \frac{\psi_0}{2}. \quad (13.3)$$

У процесі проектування параболічних антен розмір розкриву знаходять з необхідних напрямлених властивостей, а кут розкриву антени — з ДС опромінювача антени. Вираз (13.3) дає змогу розрахувати фокусну відстань.

У тих випадках, коли необхідно створити ДС, симетричну відносно осі z , дзеркало виготовляють у вигляді поверхні, сформованої шляхом обертання параболі навколо оптичної осі. Таке дзеркало називають параболоїдом обертання, який опромінюється точковим джерелом. При обертанні параболі POQ точки P і Q описують коло, тому розкрив параболоїда обертання має вигляд площини у формі круга (рис 13.1, *б* у площині $x_0'y_0'$). Діаметр розкриву дорівнює L .

Якщо необхідно мати різний характер розподілу поля у двох взаємно перпендикулярних площинах простору xoz і $yo z$, то використовують дзеркало, поверхня якого має форму параболічного циліндра (рис.13.1, *в*). Поверхня дзеркала утворюється внаслідок паралельного переміщення параболі POQ вздовж осі y . Сукупність точок F при цьому розташовується на паралельній осі y в прямій лінії, яка називається фокальною віссю. Параболічний циліндр опромінюється лінійним джерелом, яке створює хвилі з циліндричним фронтом. Розкривом циліндро-параболічної антени є прямокутна плоска поверхня, обмежена з двох боків окрайками параболічного циліндра. Розмір розкриву між окрайками параболічного циліндра дорівнює L . Другий розмір розкриву визначається довжиною твірної циліндра.

13.2. Методи розрахунку поля випромінювання

Для наближеного розрахунку поля випромінювання дзеркальних антен найчастіше використовують два методи: метод поверхневих струмів і апертурний метод. У методі поверхневих струмів за характеристиками спрямованості опромінювача визначається поле біля поверхні дзеркала. При цьому розглядають випадки, коли фокусна відстань f значно більша за довжину хвилі λ , завдяки чому вважається, що поверхня дзеркала відносно опромінювача знаходиться в дальній зоні і тому можна знехтувати впливом дзеркала на його характеристики. Процес відбиття електромагнітної хвилі дзеркалом зводиться до відбиття хвилі з локально плоским фронтом від локально плоскої ідеально провідної поверхні, дотичної до поверхні дзеркала в точці падіння хвилі. Вектор густини поверхневих струмів знаходять з формули

$$\mathbf{j} = 2[\mathbf{n}, \mathbf{H}],$$

де $\mathbf{n}$ — одиничний вектор, нормальний поверхні дзеркала;

$\mathbf{H}$ — вектор напруженості магнітного поля падаючої на дзеркало хвилі.

На рис.13.2, *а* зображено розподіл струму на поверхні довгофокусного параболоїда обертання, розрахований описаним методом при опроміненні дзеркала

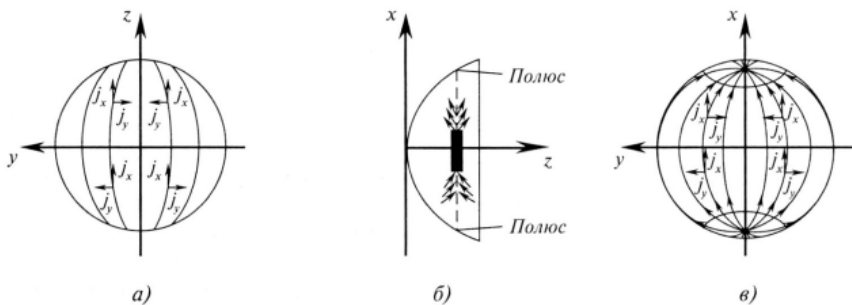


Рис. 13.2

елементарним електричним диполем. Крім двох показаних на рисунку складових вектора густини електричного струму, є ще складова j_z , яка не створює поля випромінювання в напрямі осі z , але впливає на інтенсивність бічних пелюсток ДС. Вектори густини поверхневих струмів j_y у двох суміжних квадрантах напрямлені назустріч один одному, тому їх випромінювання в напрямку осі z , поляризоване в площині $yo z$, взаємно компенсується. В усіх інших напрямках (бічних пелюсток) струм j_y створюватиме поле, поляризація якого знаходиться під кутом 90° до поляризації основного випромінювання струмами j_x . Поляризацію полів від струмів j_y називають перехресною або ж кросполяризацією, а самі поля називають полями з паразитною поляризацією, які збільшують інтенсивність бічних пелюсток.

При опромінюванні короткофокусного параболоїда елементарним електричним диполем з'являються неопромінені точки-полюси (рис. 13.2, б), в яких поверхневі струми спадають до нуля. Внаслідок цього розподіл густини поверхневого струму ускладнюється (рис. 13.2, в). Пунктирними лініями виділені ділянки дзеркала, на яких складові векторів густини поверхневих струмів j_x протилежно напрямлені до векторів густини струмів j_x на основній частині дзеркала. Очевидно, що випромінювання цих ділянок послаблює поле в напрямі головної пелюстки. У зв'язку з чим ці ділянки називаються шкідливими зонами. Щоб усунути поле випромінювання ділянок з протифазними струмами, шкідливі зони дзеркала вирізують.

Поле випромінювання параболоїда знаходять як суму полів елементарних електричних диполів, на які розбивається поверхня дзеркала. При дослідженні поля в межах малих кутів θ (головної та прилеглих бічних пелюсток) враховується тільки складова поверхневого струму j_x .

У другому методі — апертурному — знаходять поле в розкритті антени. Для цього використовують закони геометричної оптики, за допомогою яких визначають хвилі, що падають від опромінювача, та хвилі, відбиті від дзеркала. При цьому вважають, що в кожній точці криволінійної поверхні дзеркала хвиля відбивається немов би від плоскої поверхні, дотичної до дзеркала в точці, що розглядається. Як відомо, закони геометричної оптики виконуються тим краще, чим більше наближається довжина хвилі до нуля. Дійсно, ця умова не задовольняється, тому розподіл поля в розкритті визначається з певними похибками. Отриманий таким

чином розподіл поля в апертурі тим краще збігається з істинним, чим більші радіус кривизни та радіус розкриття антени від довжини хвилі. За відомим полем у розкритті дзеркала поле випромінювання розраховується як сума полів елементів Гюйгенса, на які розбивається апертура антени.

І перший, і другий методи наближені. Але перший метод точніший. У межах малих кутів обидва методи дають однакові результати. У граничному випадку, коли довжина хвилі λ наближається до нуля, розрахунки за обома методами матимуть одні і ті самі значення поля випромінювання. У межах великих значень кутів θ перший метод дає змогу отримати точніший розрахунок поля випромінювання, тому що враховує три складові поверхневого струму на дзеркалі. У теорії та в проектуванні антен використовують обидва методи.

13.3. Циліндро-параболічна антена

На рис.13.1, *в* зображено принципову схему циліндро-параболічної антени. Лінійний опромінювач, довжина якого береться такою, що дорівнює довжині твірної a , розміщується на фокальній лінії F . Як правило, розмір a більший за розмір L . Для збереження циліндричного фронту хвилі біля поверхні дзеркала необхідно, щоб задовольнялась нерівність $a > f$.

ДС циліндро-параболічної антени можна розраховувати апертурним методом за прямокутним розкритвом із синфазним розподілом поля. Амплітудний розподіл поля знаходимо з таких міркувань. Якщо вздовж опромінювача інтенсивність не змінюється, то і амплітудний розподіл у розкритті в напрямі, паралельному осі циліндра (осі y , на рис. 13.1, *в*), буде однорідним. У площині, перпендикулярній до осі опромінювача, на амплітудний розподіл впливають напрямлені властивості опромінювача і особливості дзеркала. На рис. 13.3 зображено ділянку розкриття з розміром dx у площині $x_0' y$ (рис. 13.1, *в*). Розмір цієї ділянки вздовж осі $o'y$ не має значення у зв'язку з однорідністю поля опромінювача в напрямках, паралельних фокальній лінії. Позначимо кутову густину потужності, що випромінюється лінійним джерелом, як $p(\psi)$.

Тоді потужність хвилі, що знаходиться в куті $d\psi$, обмеженому площинами довжиною a , проведеними через фокальну лінію, можна визначити як $p(\psi)ad\psi$. Після відбиття хвилі від дзеркала ця потужність розподіляється в апертурі на ділянці adx . Нехай $\Pi(x)$ — густина потужності в апертурі антени на відстані x від середньої лінії. Очевидно, що потужність хвилі, яка проходить через площину dx з розміром a вздовж осі циліндра, має бути такою, що дорівнює потужності хвилі опромінювача

$$\Pi(x)adx = p(\psi)ad\psi.$$

Звідси

$$\Pi(x) = p(\psi) \frac{d\psi}{dx}.$$

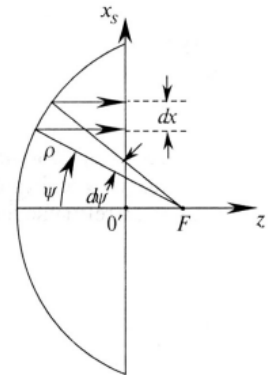


Рис. 13.3

Враховуючи, що

$$P(x) = \frac{E^2(x)}{240\pi},$$

знаходимо

$$E(x) = \sqrt{240\pi p(\psi)} \sqrt{\frac{d\psi}{dx}}. \quad (13.4)$$

З рис. 13.3 випливає, що $x = \rho \sin \psi$. Використовуючи формулу (13.1), виразимо координату ρ через кут ψ і фокусну відстань f . Тоді

$$x = 2f \operatorname{tg} \frac{\psi}{2}. \quad (13.5)$$

З рівняння (13.5) знайдемо похідну координату x за кутом ψ . Обернене значення похідної визначимо, як

$$\frac{d\psi}{dx} = \frac{1}{f} \cos^2 \frac{\psi}{2}$$

і підставимо його в (13.4). Крім того, розділимо $p(\psi)$ на максимальне значення кутової густини потужності $p_{\max}$

$$\frac{p(\psi)}{p_{\max}} = F^2(\psi),$$

де $F(\psi)$ — нормована ХС опромінювача.

У результаті цих операцій отримаємо

$$E(x) = \sqrt{\frac{240\pi p_{\max}}{f}} F(\psi) \cos \frac{\psi}{2}. \quad (13.6)$$

Отже, у випадку лінійного опромінювача, ненапрявленого в площині, перпендикулярній до фокальної осі, амплітуда напруженості поля в розкритті вздовж осі ox , змінюватиметься за косинусоїдою. В інших випадках амплітудний розподіл знаходять за допомогою формули (13.6). Поле випромінювання антени за відомим амплітудно-фазовим розподілом у розкритті можна розрахувати як суму полів елементів Гюйгенса за формулою (6.4). Коефіцієнт використання циліндро-параболічних антен досить високий — $0,7 \div 0,8$.

КСД дзеркальної антени характеризує не антену в цілому, а тільки розкритт. Реальна ДС відрізнятиметься від обчисленої теоретично за рахунок того, що частина потужності опромінювача не потрапляє на поверхню дзеркала. Тому дзеркальні антени частіше характеризуються коефіцієнтом підсилення

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} \eta_A v S, \quad (13.7)$$

де v — коефіцієнт використання площі;

η_A — ККД антени;

$S = aL$ — площа розкриття.

Якщо знехтувати тепловими втратами електромагнітної енергії, то під ККД дзеркальної антени слід розуміти відношення потужності хвиль $P_{\Sigma_{\text{дз}}}$, що падають

на поверхню дзеркала, до потужності хвиль P_{Σ} , що випромінюються опромінювачем,

$$\eta_A = \frac{P_{\Sigma \text{ дз}}}{P_{\Sigma}}. \quad (13.8)$$

Виразимо потужність випромінювання через ХС опромінювача і максимальну густину потужності, тоді для циліндро-параболічної антени формула (13.8) набуде вигляду

$$\eta_A = \frac{\int_{-\psi_0}^{\psi_0} F^2(\psi) d\psi}{\int_0^{2\pi} F^2(\psi) d\psi}. \quad (13.9)$$

Для дзеркальних антен вводять ще поняття ефективності q , що визначається як добуток двох параметрів

$$q = \eta_A \nu. \quad (13.10)$$

При незмінній ДС опромінювача збільшення кута розкриття дзеркала ψ_0 збільшує неоднорідність амплітудного розподілу в апертурі, що призводить до зменшення коефіцієнта використання ν (рис. 13.4, а). Але, як випливає з формули (13.9), при збільшенні ψ_0 зростає ККД. Тому ефективність антени q при збільшенні кута ψ_0 спочатку зростає, досягає деякого максимального значення, а потім, за рахунок стрімкішого зменшення коефіцієнта ν , також починає спадати. Отже, для кожного конкретного опромінювача можна знайти оптимальний кут розкриття дзеркала, за якого ефективність антени, а також і коефіцієнт підсилення максимальні.

Якщо взяти дзеркало зі сталим кутом розкриття і змінювати конструкцію опромінювача таким чином, щоб ДС опромінювача звужувалася або розширялася, то при цьому змінюватиметься кутова густина потужності $p(\psi_0)$ на краях дзеркала у зв'язку зі зміною амплітудного розподілу в розкритті. При збільшенні $p(\psi_0)$ зростає коефіцієнт використання площі ν (рис. 13.4, б), тому що опромінення дзеркала стає більш однорідним, але ККД η_A зменшується, тому що все більша частина

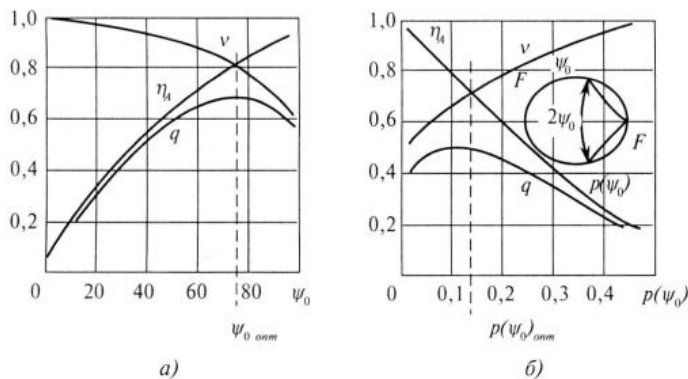


Рис. 13.4

потужності переливається через краї дзеркала. Максимальному значенню ефективності відповідає оптимальна кутова густина потужності $p_{\text{opt}}(\psi_0)$ на краях дзеркала. Для поширених циліндро-параболічних антен оптимальне значення густини потужності становить $(0,1 \dots 0,2)p_{\text{max}}$.

Опомінуювачі циліндро-параболічних антен найчастіше виготовляють у вигляді лінійних решіток, елементами яких можуть бути електричні вібратори або щільні випромінювачі.

13.4. Антена з параболічним дзеркалом

Антену з дзеркалом, конфігурація якого є параболоїдом обертання (рис. 13.1, б), надалі для лаконічності називатимемо параболічною антенною. У фокусі параболоїда обертання розміщують опромінювач, який випромінює електромагнітні хвилі зі сферичним фронтом. ДС параболічної антени розраховується апертурним методом за круговим розкритвом із синфазним збудженням, який розглядається як сукупність елементів Гюйгенса. Амплітудний розподіл у площині розкриття знаходять подібним способом, що і для циліндро-параболічної антени. На рис. 13.5 виокремлено елемент розкриття, площа якого дорівнює $dS = r_s dr_s d\varphi_s$, та зображено хід променів від джерела F до виділеного елемента.

Нехай $p(\psi, \varphi_s)$ кутова густина потужності опромінювача в напрямі, що визначається кутами ψ і φ_s . Тоді потужність хвилі, яка поширюється в елементі просторового кута $d\Omega = \sin\psi d\psi d\varphi_s$, має дорівнювати потужності хвилі, яка випромінюється через площадку dS :

$$p(\psi, \varphi_s) \sin\psi d\psi d\varphi_s = \Pi(r_s, \varphi_s) r_s dr_s d\varphi_s,$$

де $\Pi(r_s, \varphi_s)$ — густина потужності в елементі розкриття з координатами r_s і φ_s .

Враховуючи, що $r_s = \rho \sin\varphi$ та використовуючи замість ρ його значення з формули (13.1), отримаємо

$$E(r_s, \varphi_s) = \frac{1}{f} \sqrt{240\pi p_{\text{max}}} F(\psi, \varphi_s) \cos^2 \frac{\psi}{2}.$$

Тут p_{max} — кутова густина потужності опромінювача в напрямі максимального випромінювання. Амплітуда напруженості поля в параболічній антені швидше

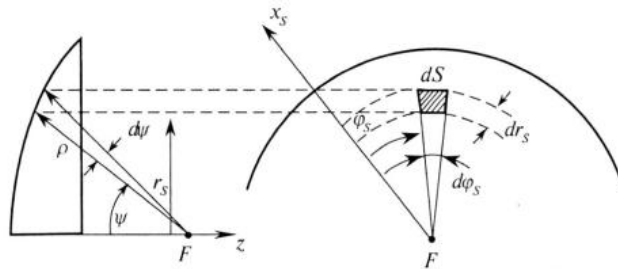


Рис. 13.5

спадає при наближенні до країв дзеркала, ніж у циліндро-параболічній антені, і загалом залежить від двох координат (ψ та φ_s). При осесиметричній ДС опромінювача напруженість поля в розкритті не залежить від кута φ_s .

ККД параболічної антени без урахування теплових втрат знаходимо за формулою (13.8)

$$\eta_A = \frac{\int_0^{\psi_0} \int_0^{2\pi} F^2(\psi, \varphi_s) \sin \psi d\psi d\varphi_s}{\int_{\psi=0}^{\pi} \int_{\varphi_s=0}^{2\pi} F^2(\psi, \varphi_s) \sin \psi d\psi d\varphi_s}.$$

Ефективність параболічної антени (13.10) змінюється подібно до ефективності циліндро-параболічної антени (рис. 13.4). При сталій ДС опромінювача збільшення кута розкриття ψ_0 зменшує частину потужності, яка переливається через краї дзеркала, що викликає зростання ККД η_A . Але при цьому збільшується нерівномірність опромінення дзеркала, що призводить до падіння коефіцієнта використання площі v . При осесиметричному опроміненні оптимальний кут розкриття знаходиться в межах (65 ... 80)°.

При сталому куті розкриття збільшення кутової густини потужності $p(\psi_0, \varphi_s)$ на краях дзеркала викликає збільшення потужності, що переливається через краї дзеркала і сприяє рівномірнішому його опроміненню. Оптимальний рівень відносної кутової густини потужності становить 0,1.

13.5. Опромінювачі параболічних антен

Опромінювачі параболічних антен повинні задовольняти такі вимоги:

1) випромінювання опромінювача має бути спрямованим у бік дзеркала. Це виключає інтерференцію відбитих від дзеркала променів з променями опромінювача;

2) ДС опромінювача повинна бути осесиметричною і мати мінімальний рівень бічних пелюсток. Інтенсивність опромінення повинна бути максимальною в центрі дзеркала і повільно спадати до країв. За межами дзеркала інтенсивність випромінювання опромінювача при збільшенні кута ψ повинна швидко зменшуватися до нуля. Така ДС опромінювача дає змогу отримати високу ефективність антени;

3) фронт хвилі поля опромінювача має бути сферичним з точковим фазовим центром, положення якого не залежало б від напряму випромінювання. Якщо ця вимога не виконується, то порушується синфазність поля в розкритті дзеркала;

4) тіньовий ефект опромінювача повинен бути мінімальним, тобто площу вузлів та деталей опромінювача, які перекривають випромінювання дзеркала, необхідно зводити до мінімуму. Велика площа опромінювача деформує ДС антени;

5) опромінювач має випромінювати задану потужність без перенапруження і пропускати необхідну смугу частот, тому що робочий діапазон хвиль дзеркальної антени визначається частотними властивостями опромінювача.

Щоб забезпечити рівномірне опромінення, ХС опромінювача з урахуванням того, що інтенсивність хвилі обернено пропорційна відстані, має відповідати умові

$$\frac{f(\psi)}{\rho} = \begin{cases} \text{const,} & \text{якщо } 0 \leq \psi \leq \psi_0; \\ 0, & \text{якщо } \psi_0 < \psi \leq \pi. \end{cases} \quad (13.11)$$

Створити опромінювач з такою ХС практично неможливо. До того ж при ХС (13.11) важко отримати сферичний фазовий центр. Характеристики спрямованості реальних опромінювачів апроксимуються виразом

$$F(\psi) = \begin{cases} \cos^n \psi, & \text{при } 0 \leq \psi \leq \frac{\pi}{2}; \\ 0, & \text{при } \frac{\pi}{2} < \psi \leq \pi, \end{cases}$$

де $n = 1$ або 2 . Такі ХС дають змогу досягти мінімального рівня бічних пелюсток у ДС опромінювача.

На рис. 13.6 зображено конструктивні схеми вібраторних опромінювачів. Для забезпечення однонаправленого випромінювання застосовують контррефлектор K . Його можна виконати у вигляді вібратора (рис. 13.6, а). Опромінювач з таким контррефлектором має малу площу затінювальних деталей і є конструктивно простим. Але його ДС трохи несиметрична через різницю шляхів струмів, що живлять плечі вібратора. Більш симетричною є ДС опромінювача, в якому вібратор збуджується випромінюванням щілини (рис. 13.6, б). Використання контррефлектора, виконаного у вигляді плоского диску K , дає змогу повністю виключити випромінювання опромінювача в напрямі осі антени.

У діапазоні сантиметрових хвиль вібраторний опромінювач може збуджувати хвилевід (рис. 13.6, в). Вібратори закріплюють на металевій пластинці та встановлюють так, щоб їх осі були паралельними вектору напруженості електричного поля у хвилеводі. Металева пластинка не викривляє поле у хвилеводі, тому що її розміщують перпендикулярно до вектора E . Хвилевід трішечки звужується, щоб менше впливати на ДС опромінювача.

Часто зустрічаються хвилеводно-рупорні опромінювачі, які виконують або у вигляді відкритого кінця хвилеводу, або невеликого рупора. Відкритий кінець хвилеводу погано узгоджується із зовнішнім простором, у зв'язку з чим падає коефіцієнт біжучої хвилі у фідері. У рупорі можна досягти кращого узгодження, але при цьому треба зважати на те, що ДС опромінювача повинна бути досить широкою,

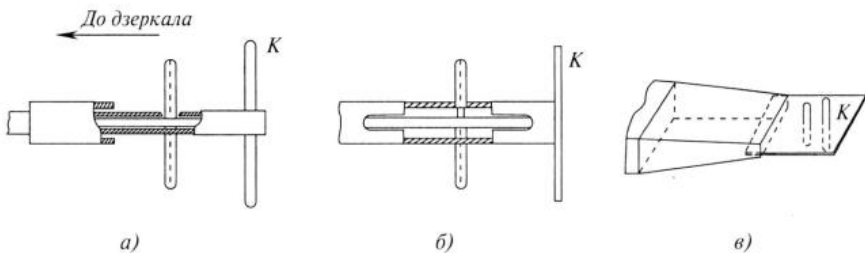


Рис. 13.6

а площа затінювальних деталей — малою. Певні переваги мають круглі хвильоводи, структура поля в яких для хвилі типу H_{11} така, що, крім основної лінійної поляризації (наприклад, поперечно-вертикальної), є перехресна (поперечно-горизонтальна) поляризація. При цьому перехресна поляризація поля хвильоводу має напрям, протилежний перехресній поляризації поля в розкритті, обумовлений геометричними властивостями параболоїда при опроміненні його лінійно-поляризованими хвилями. Це дає змогу значною мірою компенсувати крос-поляризацію поля випромінювання параболоїда і покращити ДС антени. Іншою перевагою круглого хвильоводу є те, що його випромінювання є близьким до осесиметричного. На рис. 13.7 наведено два способи опромінення параболоїда рупором.



Рис. 13.7

Враховуючи те, що хвильоводно-рупорні опромінювачі мають порівняно з іншими опромінювачами значну площу затінювальних деталей, їх використовують переважно для опромінення параболоїдів з великою площею розкриття. У цих випадках тіньовий ефект незначний.

Малий тіньовий ефект має двощілинний опромінювач, конструкцію якого зображено на рис. 13.8. Прямокутний хвильовід звужується для узгодження опромінювача з фідером та зменшення впливу поверхонь хвильоводу на випромінювання щілин. Ретельнішого узгодження можна досягти за допомогою гвинта. Фронт хвилі поля опромінювача майже сферичний, фазові спотворення не перевищують 30° . Вадами опромінювача є знижена електрична міцність та вузькосмуговість.

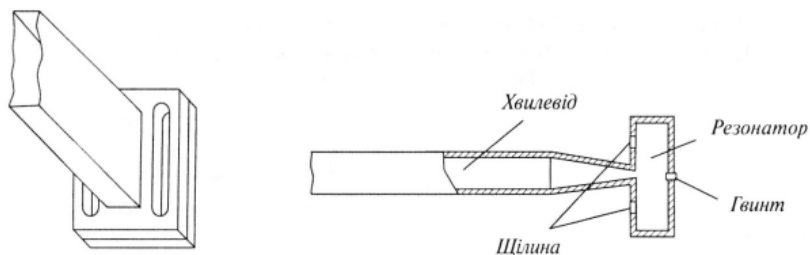


Рис. 13.8

13.6. Вплив дзеркала на опромінювач

Опромінювач знаходиться на шляху відбитих від дзеркала хвиль і приймає частину їхньої енергії. Прийнята опромінювачем відбита хвиля надходить до фідера і поширюється в бік генератора. У зв'язку з цим погіршується режим роботи фідера, який оцінюється коефіцієнтом біжучої хвилі, або повніше — комплексним коефіцієнтом відбиття. Модуль коефіцієнта відбиття в узгодженому фідері для дзеркальних антен визначають так:

$$\Gamma = \sqrt{\frac{P_{np.o}}{P_A}}, \quad (13.12)$$

де P_A — потужність хвилі, яка поширюється від генератора до опромінювача;
 $P_{np.o}$ — потужність хвилі, яка прийнята опромінювачем і поширюється від опромінювача до генератора.

Потужність $P_{np.o}$ можна обчислити за діючою площею опромінювача

$$P_{np.o} = PS_\phi,$$

де P — густина потужності відбитих хвиль поблизу опромінювача;

S_ϕ — діюча площа опромінювача.

Виразимо діючу площу через коефіцієнт підсилення опромінювача G_0 , а густину потужності через напруженість поля відбитої від дзеркала хвилі біля поверхні опромінювача E , тоді

$$P_{np.o} = \frac{\lambda^2 G_0 E^2}{960\pi^2}. \quad (13.13)$$

Дзеркало відносно опромінювача знаходиться в дальній зоні. Тому напруженість поля біля поверхні дзеркала на осі антени ($\psi = 0, \varphi = 0$) можна знайти за допомогою відомої формули (2.33)

$$E = \frac{\sqrt{60P_A G_0}}{r}. \quad (13.14)$$

Враховуючи, що відстань від опромінювача до поверхні дзеркала дорівнює фокусній відстані ($r = f$), а також враховуючи, що після відбиття промені поширюються паралельно один одному, можна вважати значення напруженості поля E у виразі (13.13) таким, що дорівнює значенню, отриманому з формули (13.14). Тому, підставляючи значення напруженості (13.14) у вираз (13.13), отримаємо потужність відбитої хвилі у фідері.

$$P_{np.o} = P_A \left(\frac{\lambda G_0}{4\pi f} \right)^2. \quad (13.15)$$

Використовуючи формули (13.12) і (13.15), знаходимо модуль коефіцієнта відбиття

$$\Gamma = \frac{\lambda G_0}{4\pi f}.$$

Як випливає з отриманої формули, режим роботи фідера покращується при збільшенні відносної фокусної відстані f/λ та зменшенні коефіцієнта підсилення опромінювача.

Для узгодження використовується декілька способів. Один з них полягає в тому, що хвилю, відбиту від параболоїда, компенсують хвилею, відбитою від допоміжного дзеркала. У центрі дзеркала антени (рис. 13.9) встановлюють металевий плоский диск, діаметр якого та його положення підбирають таким чином, щоб отримати відбиту хвилю від диска, однакову за амплітудою і протилежну за фазою хвилі, що відбивається від параболоїда. Якщо опромінювач має осесиметричну ДС, то компенсація відбувається за умови, що

$$d \approx 1,1\sqrt{f\lambda}$$

і

$$a = (2n + 1)\frac{\lambda}{4} - \frac{5}{24}\lambda,$$

де $n = 0, 1, 2, \dots$;

d — діаметр диска;

a — відстань від дзеркала до диска (рис. 13.9).

Іноді виносять опромінювач за межі поля хвилі, яка відбивається від дзеркала. У цьому випадку воно становить частину параболоїда (рис. 13.10, а). Висота дзеркала h обчислюється з необхідної ширини ДС.

Опромінювач розміщується в фокусі F , який знаходиться поза полем хвиль, відбитих від рефлектора. Однією з поширених антен з винесеним опромінювачем є рупорно-параболічна антена, яку зображено на рис. 13.10, б. Тут опромінювач (рупор) і параболічне дзеркало конструктивно об'єднані в одному пристрої. При цьому енергія опромінювача не переливається через вінець дзеркала, що знижує рівень бічних пелюсток.

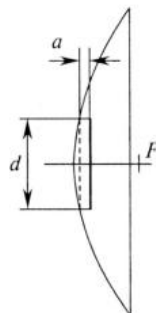


Рис. 13.9

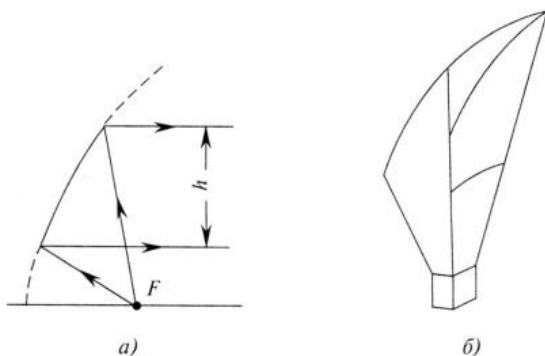


Рис. 13.10

13.7. Антени з керованою діаграмою спрямованості

При огляді простору за допомогою радіолокаційних станцій; при спостереженні за випромінюванням антен, що встановлені на супутниках; при наведенні рухомих об'єктів на заздалегідь визначені траєкторії та у багатьох інших випадках необхідно змінювати у просторі положення ДС або напрям максимального випромінювання антени. Коли швидкість зміни напрямку максимального випромінювання невелика, то поворот ДС можна здійснювати за рахунок зміни положення всієї антени. Але такий спосіб непридатний, якщо необхідна велика швидкість зміни положення ДС. Неможливо також зміщувати положення антени, коли її розміри дуже великі (існують дзеркальні антени, в яких розміри дзеркала становлять декілька сотень метрів).

У дзеркальних антенах можна змінювати напрям максимального випромінювання зміщенням опромінювача перпендикулярно до осі антени. У параболоїді зі зміщеним опромінювачем (рис. 13.11, а) промені від опромінювача до різних точок розкриву проходять не однакові за довжиною шляхи, внаслідок чого у розкритті виникають фазові спотворення. З аналізу поля в розкритті параболоїда при зміщенні опромінювача знаходимо залежність фазового зсуву від величини зміщення і координати розкриву x_s . Цю залежність можна подати у вигляді степеневого ряду, в якому будуть члени тільки з непарними степенями координати x_s . Якщо значення зміщення опромінювача незначне, то фазовий розподіл з великою точністю визначається першим членом ряду і тому його можна вважати лінійним. Як відомо (підрозділ 6.5), при лінійному фазовому розподілі напрям максимального випромінювання відхиляється від нормалі до площини розкриття (рис. 13.11, в).

Кут відхилення напрямку максимального випромінювання $\theta_{\max}$ наближається до кута зміщення опромінювача α . Як видно з рис. 13.11, а, $\alpha = \arctg \frac{\Delta x}{f}$, де Δx —

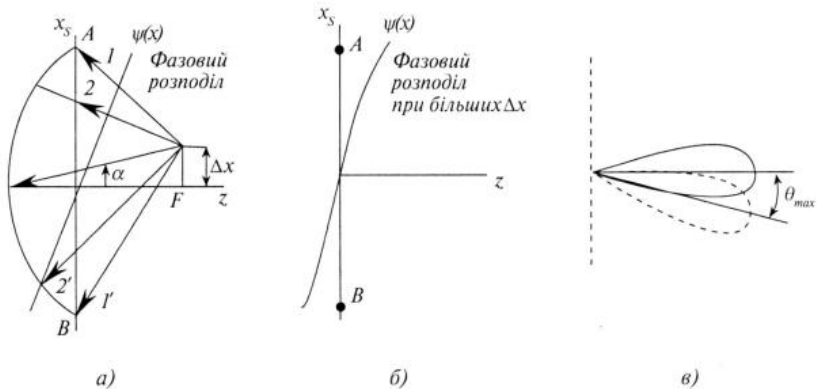


Рис. 13.11

значення зміщення опромінювача відносно оптичної осі антени, або, враховуючи мале значення аргументу, можемо вважати, що $\alpha \approx \Delta x/f$. Отже,

$$\theta_{\max} \approx \frac{\Delta x}{f}.$$

Кути α і $\theta_{\max}$ знаходяться в одній площині по різні боки відносно осі антени. Тому, якщо опромінювач зміщується догори, то напрям максимального випромінювання відхиляється донизу (рис. 13.11, *а*). При значних зміщеннях Δx стає помітною кубічна складова фазового зсуву (рис. 13.11, *б*), що викликає спотворення ДС.

У значно більших межах можна повертати ДС за допомогою сферичного дзеркала. У цьому випадку профіль дзеркала має вигляд дуги кола, радіус якого має значення R (рис. 13.12). Очевидно, що дуга PQ є частиною кола і в прямокутній системі координат xOz центр кола знаходиться в точці O , яка віддалена від початку координат на відстань $OO' = R$. Тому аналітичний вираз для профілю дзеркала записується як

$$x^2 + (z - R)^2 = R^2.$$

Звідси отримуємо, що

$$x^2 = 2Rz(1 - \frac{z}{2R}).$$

Якщо $z/2R \ll 1$, то останній вираз спрощується і стає ідентичним виразу (13.2), тобто за цієї умови сферичне дзеркало можна розглядати як параболоїд з фокусною відстанню $f = R/2$. Щоб визначити розміри розкриву сферичного дзеркала, в якому б фазові зсуви не перевищували певного допустимого значення, точковий опромінювач розміщують на осі дзеркала у фокусі ($OF = R/2$). Зазвичай, розглядають два променя: один з яких FO збігається з віссю дзеркала, інший FA — напрямлений під довільним кутом до осі дзеркала. На прямій MN , проведений через точку F перпендикулярно до осі дзеркала, відбиті промені збуджують точки F та B . Тому фазовий зсув визначається як

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda} (FA + AB - 2OF).$$

Якщо виразити FA і AB через координати точки $A(x, z)$ і радіус кола R ($2OF = R$), то після деяких перетворень отримаємо

$$\psi \approx \frac{2\pi}{\lambda} \frac{x^4}{4R^3}.$$

У багатьох випадках допускають фазові зсуви в розкриві $\psi_{\text{дон}} = \pi/2$, при цьому радіус розкриву сферичного дзеркала з практично однорідним фазовим розподілом визначається як

$$x_{\max} \cong R^4 \sqrt{\frac{\lambda'}{R}}.$$

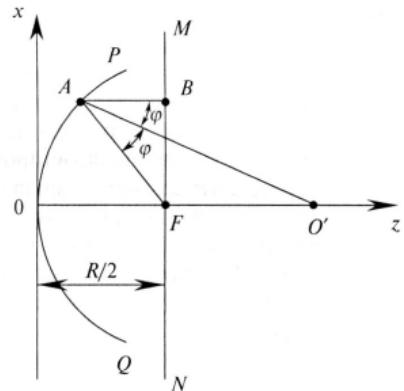


Рис. 13.12

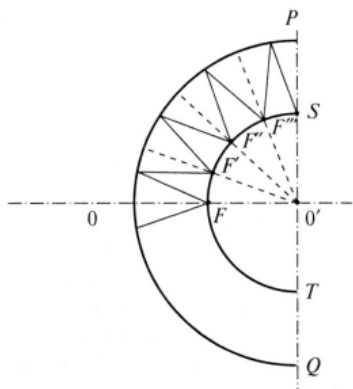


Рис. 13.13

Отже, якщо у сферичному дзеркалі опромінюється лише невелика частина поверхні, яка забезпечує майже синфазний розподіл у розкриві, то з'являється можливість шляхом зміщення опромінювача по колу SFT (рис. 13.13), радіус якого становить половину радіуса сфери, повертати ДС у широких межах без зміни її ширини та рівня бокових пелюсток. Дійсно, як видно з рис. 13.13, умови формування розподілу поля в розкриві при положеннях опромінювача в точках F, F', F'', F''' і будь-яких інших, що знаходяться на дузі SFT , зберігаються. Тому зберігається форма ДС при її повороті. Недоліком такого дзеркала є малий коефіцієнт використання площі розкриву.

13.8. Дводзеркальні антени

В останні роки все частіше застосовуються багатодзеркальні антени. Це пояснюється передусім ширшими можливостями багатодзеркальних антен у формуванні ДС, а також спрощенням конструкції фідерного тракту опромінювача.

В однодзеркальній антені задана ДС формується за рахунок поверхні дзеркала і амплітудно-фазової характеристики спрямованості опромінювача. В багатодзеркальних антенах з появою додаткових відбиваючих поверхонь відкриваються нові важелі впливу на амплітудний і фазовий розподіл поля в розкриві. При цьому опромінювач може розміщуватися біля вершини основного дзеркала, що скорочує довжину фідера, спрощує конструкцію опромінювача, зменшує осьову довжину антени.

На рис. 13.14 зображено дводзеркальну антену з великим параболічним дзеркалом POQ і малим гіперболічним AB . Осі обох дзеркал збігаються, а фокус гіперболоїда обертання F_1 суміщується з фокусом параболоїда обертання. У другому фокусі гіперболоїда F_2 розташований опромінювач.

Електромагнітна хвиля, що випромінюється опромінювачем, падає на гіперболічне дзеркало AB , відбивається від нього і потрапляє на велике дзеркало POQ . Оскільки опромінювач знаходиться в фокусі гіперболоїда, то, у зв'язку з його геометричними властивостями, продовження всіх відбитих променів перетинаються в точці F_1 . Отже, можна вважати, що електромагнітні хвилі, що падають на велике дзеркало, випромінюються уявним точковим опромінювачем, який знаходиться в фокусі F_1 . Таким чином, забезпечується синфазність розподілу поля в апертурі антени. Хитання променя в такій антені можна здійснювати гоюданням дзеркала AB .

У методику розрахунку дводзеркальної антени вводять поняття еквівалентного параболічного дзеркала. Для цього промені опромінювача продовжують до

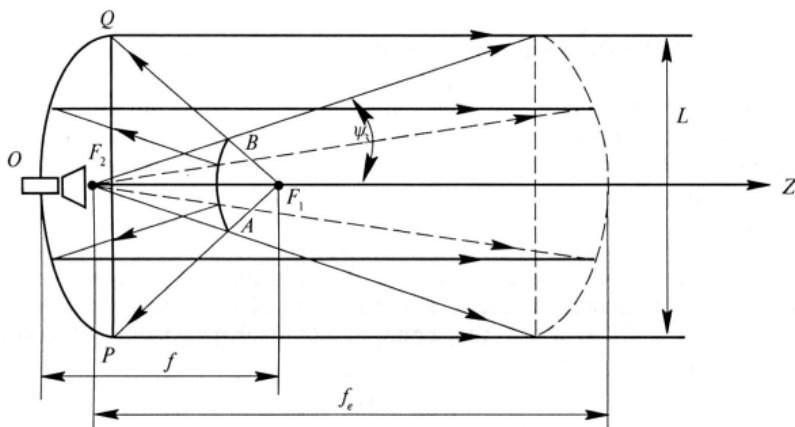


Рис.13.14

перетинання з паралельним пучком променів, відбитих від великого дзеркала (рис.13.14). Точки перетину одних і тих самих променів, що проходять різні шляхи, визначають профіль еквівалентного дзеркала з фокусом у точці F_2 . З геометричної побудови фокусна відстань еквівалентного дзеркала дорівнює

$$f_e = \frac{L}{4} \operatorname{ctg} \frac{\psi_3}{2}.$$

Розподіл поля в апертурі еквівалентного дзеркала буде аналогічний розподілу в розкритті реального дзеркала. Тому за допомогою апертурного методу характеристики випромінювання розраховують за розподілом поля в розкритті еквівалентного параболоїда.

На рис.13.15 наведено конструктивні схеми дводзеркальних антен. За аналогією з астрономічною оптикою антену, у якій допоміжне дзеркало розміщується перед фокусом параболоїда (рис.13.15, а), називають префокальною або системою Касегрена. Якщо ж допоміжне дзеркало знаходиться за фокусом параболоїда (рис.13.15,б), антену називають зафокальною або системою Грегорі. Допоміжне дзеркало може бути випуклим гіперболічним, або ж еліпсоїдним (рис.13.15,б).

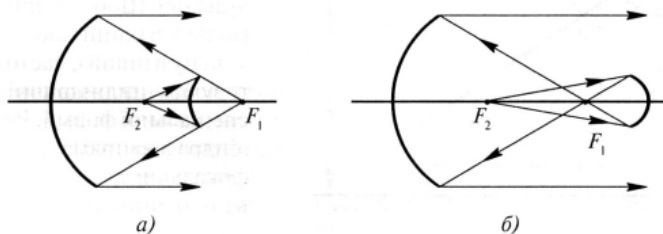


Рис.13.15

13.9. Антени з діаграмами спрямованості спеціальної форми

У деяких випадках необхідно, щоб випромінювання було гостронаправлене в одній площині, а в іншій — розподілялося в просторі спеціальним способом. Так, наприклад, у радіолокаційних станціях колового огляду, а також у літакових радіолокаторах, що застосовуються для орієнтації за наземними об'єктами, використовуються антени з косекансною ДС у вертикальній площині. Форма такої ДС впливає з умови рівномірного опромінювання об'єктів, що знаходяться на різних похилих відстанях від антени. Якщо літак знаходиться на висоті h (рис. 13.16), то похилиста відстань r до наземних об'єктів визначатиметься як $h/\sin\theta$. Напруженість поля, яке створює антена бортового радіолокатора на поверхні землі, дорівнює

$$E = \frac{A}{r} F(\theta) = \frac{A \sin \theta}{h} F(\theta),$$

де A — стала величина;

$F(\theta)$ — ХС бортової антени.

З умови незалежності напруженості поля біля поверхні землі від похилистої відстані r

$$\frac{A \sin \theta}{h} F(\theta) = \text{const},$$

отримуємо

$$F(\theta) = \frac{B}{\sin \theta} = B \operatorname{cosec} \theta,$$

де B — нормувальний множник.

Косекансну ДС можна створити в обмеженому секторі кутів θ , тому що функція $\operatorname{cosec} \theta$ набуває значення від одиниці до нескінченності при зміні аргументу від 90° до 0° . Для антен, які найчастіше використовуються, нижня границя $\theta_{\min}$ знаходиться в межах від 3° до 5° , а верхня $\theta_{\max}$ — не перевищує 70° до 80° .

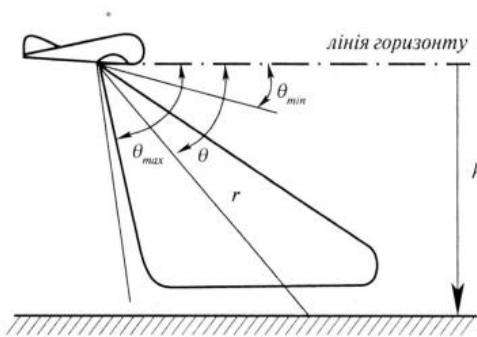


Рис.13.16

У площині, яка перетинається з площиною косекансної ДС під кутом 90° і проведена через напрям поширення електромагнітних хвиль, ДС повинна бути вузькою. Щоб створити таку ДС (вузьку в одній площині і косекансну в іншій), часто використовують циліндричні дзеркала спеціальної форми. Розкрив циліндра в напрямках, паралельних фокальній лінії, завдяки застосуванню лінійного опромінювача збуджується синфазно, тому ДС у площині, що проходить через

вісь циліндра, буде вузька. Її ширина визначатиметься довжиною лінійного опромінювача і амплітудним розподілом вздовж нього.

У площині, перпендикулярній до осі циліндра, ДС формується за рахунок розподілу поля, створеного спеціальною формою дзеркала. Профіль циліндра розраховується методом геометричної оптики з необхідної ХС антени за відомої ХС опромінювача. Реальну ДС косекансного типу, отриману за допомогою цилінричного дзеркала, зображено на рис.13.17.

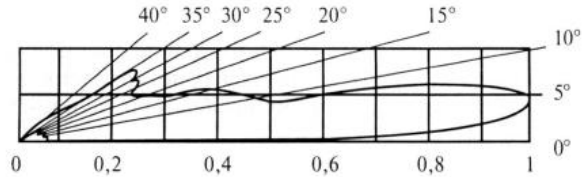


Рис. 13.17

В антені з дзеркалом у вигляді параболоїда обертання ДС спеціальної форми можна отримати за допомогою складного опромінювача (рис.13.18). Як зазначалося в підрозділі 13.7, при зміщенні опромінювача ДС відхиляється від осі антени. Розміщуючи декілька опромінювачів 3 (рис. 13.18, а) на різних відстанях від фокуса дзеркала 1, одержимо низку парціальних ДС 2. Підбираючи відстані між опромінювачами, розподіл потужності та фази полів опромінювачів, можна створити необхідну результуючу ДС.

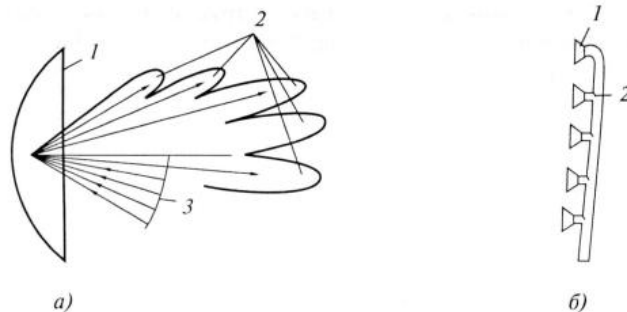


Рис.13.18

Конструкцію складного опромінювача, побудованого на рупорах 1 і подільниках потужності 2, наведено на рис. 13.18, б.

Недоліком такого способу формування ДС є незадовільна якість результуючої ДС через глибокі провали, обумовлені інтерференцією променів сусідніх опромінювачів. Крім того, в площині, перпендикулярній до лінії розміщення опромінювачів, ширина ДС залежатиме від кута нахилу цієї площини до осі антени, що обумовлено появою фазових спотворень при зміщенні опромінювача з фокуса.